安定温度成層乱流場でのパッシブスカラとアクティブスカラの
乱流拡散の違い*長 田 孝 二^{*1}, 小 森 悟^{*1}Difference in Turbulent Diffusion between Passive and Active Scalars
in Stable Thermal-Stratification

Kouji NAGATA and Satoru KOMORI

The difference in turbulent diffusion between passive scalar (mass) and active scalar (heat) in a stable thermally-stratified flow was experimentally investigated in a liquid flow downstream of turbulence-generating grid. Passive mass was released from a point source located 60 mm downstream of the grid. Instantaneous velocity, concentration and temperature were simultaneously measured using a combined technique with a two-component laser Doppler velocimeter (LDV), a laser induced fluorescence (LIF) method and a resistance thermometer. The eddy diffusivities for passive mass and active heat were estimated. The results show that stable stratification causes the large difference in eddy diffusivities between passive mass and active heat. The difference suggests that an assumption of the same eddy diffusivity for passive mass and active heat, used in conventional turbulence models, gives a serious error in estimating heat and mass transfer in a plume in a stable thermally-stratified flow.

Key Words: Stratified Flow, Mass Transfer, Heat Transfer, Diffusion, Eddy Diffusivity, Passive and Active Scalars, Grid Turbulence

1. 緒 言

成層乱流場における熱と物質の乱流拡散機構を解明することは、環境中での熱および物質の拡散予測の問題や伝熱・流体機器の設計問題と関連して重要である。重力が働く鉛直方向に正の温度こう配が存在する安定温度成層乱流場では、温度こう配によって生じる浮力が熱と物質の輸送に大きな影響を及ぼす。従来、温度成層流中を微量の汚染物質など流れに影響を及ぼさないスカラ(パッシブスカラ)が乱流拡散する場合、パッシブスカラである物質の乱流拡散機構と浮力そのものを生み出すスカラ(アクティブスカラ)である熱との乱流拡散機構の間にはほとんど違いはなく、分子拡散係数の違いによって拡散量にわずかな違いが生じるのみであると考えられてきた。実際、相関係数が1.0となる温度変動と濃度変動をもつ初期条件下で温度成層乱流場に物質を拡散させる場合には、アクティブな熱とパッシブな物質の拡散の違いは Pr 数と Sc 数の違いによるものだけであることを著者ら⁽¹⁾⁽²⁾は実験的に示した。しかし、大気中への工業プラントなどからの排ガスの放出の場合のように環境中や工業装置内の

温度成層流中に初期においては温度変動とはまったく相関をもたない状態でパッシブな物質を拡散させる場合には、浮力そのものを生み出すアクティブなスカラである熱と浮力の生成には関与しないパッシブなスカラである物質の乱流拡散の間には違いが生じることが予想される。すなわち、大気中での煙の拡散のように温度成層流中に物質が放出された場合の物質と熱の鉛直方向フラックスをこう配拡散型の仮定

$$\overline{uc} = -K_s \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} \dots\dots\dots (1)$$

$$\overline{v\theta} = -K_H \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \dots\dots\dots (2)$$

を用いて評価する際には、それらのフラックスの中に現れる物質と熱の乱流拡散係数 K_s と K_H が異なる可能性がある。実際、これらの拡散機構に違いが生じるであろうことは理論的に予測されている^{(3)~(5)}。しかし、パッシブスカラが乱流拡散する温度成層乱流場で速度と濃度と温度を乱流の最小スケール程度の小さな空間分解濃度で瞬間的に、しかも同時に測定することが非常に困難であったために、その違いについてはこれまで実験的にはまったく実証されていない。したがって、温度成層流中に放出されたパッシブスカラの拡散予測を行う際には、パッシブスカラである物質の乱

* 原稿受付 1997年6月5日。

*¹ 正員, 九州大学工学部(☎812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1)。

流拡散係数がアクティブスカラである熱の乱流拡散係数と同じ値をもつとして計算が行われている⁽⁶⁾⁽⁷⁾のが現状である。しかし、もし両者の間の拡散機構に大きな違いが生じるならば、従来の拡散予測の信頼性が疑われることになる。

そこで本研究では、安定温度成層乱流中をパッシブなスカラがブルーム状に乱流拡散する場合に対して瞬間速度、瞬間濃度、瞬間温度の同時測定を行い、パッシブスカラ(物質)とアクティブスカラ(熱)の乱流拡散機構の違いを実験的に明らかにすることを目的とした。

2. おもな記号

- c : 濃度変動
- $\bar{C}$: 時間平均濃度
- C_0 : ブルームの初期濃度
- $C_{\max}$: ブルームの最大濃度 ($y=0$ における濃度)
- d : 乱流格子径 ($=3.0 \times 10^{-3}$ m)
- D : 分子拡散係数
- Fr : フルード数 $= U_{\text{ave}}/NM$
- g : 重力の加速度
- K_s : 鉛直方向の物質の乱流拡散係数
 $= -\overline{vc}/(\partial \bar{C}/\partial y)$
- K_H : 鉛直方向の熱の乱流拡散係数
 $= -\overline{v\theta}/(\partial \bar{T}/\partial y)$
- l_c : ブルームの半値幅
- M : 乱流格子の間隔 ($=2.0 \times 10^{-2}$ m)
- N : Brunt-Väisälä 周波数 $= \sqrt{\beta g (\partial \bar{T}/\partial y)}$
- p : 圧力変動
- Re_M : 乱流格子間隔基準のレイノルズ数
 $= U_{\text{ave}} M/\nu$
- $\bar{T}$: 時間平均温度
- $\bar{T}_1$: 上層流の初期温度
- $\bar{T}_2$: 下層流の初期温度
- $\bar{U}$: 主流 (x) 方向の時間平均流速
- U_{ave} : 断面平均流速
- v : 鉛直 (y) 方向の速度変動
- α : 熱拡散率
- β : 体膨張係数
- $\Delta \bar{T}$: 上下層流の初期温度差 $= \bar{T}_1 - \bar{T}_2$
- θ : 温度変動
- ν : 動粘度
- ρ : 密度

(a) Measuring system and test apparatus

(b) Injection nozzle for a passive scalar and coordinate system of a plume

Fig. 1 Experimental setup

3. 実験

実験装置および測定システムの概略図を図1に示す。長さ1 m、断面0.1×0.1 mの亚克力(PMMA)製のテストセクションの入口部に乱流格子(格子間隔 $M=2.0 \times 10^{-2}$ m, 格子径 $d=3.0 \times 10^{-3}$ m)を取付け、乱流格子の下流域に等方性に近い格子乱流場を形成させた。上層から供給する水の温度を下層から供給する水の温度よりもそれぞれ $\Delta \bar{T}=0, 3, 15$ K だけ高く設定することによって、中立成層、弱い安定温度成層、強い安定温度成層を形成させた。この乱流場に、スプリッタープレート上に設置した内径5 mm、外径6 mmのステンレス製のノズルからパッシブスカラ(水道水)をヘッドタンクを用いて供給しブルーム状に乱流拡散させた⁽⁸⁾⁽⁹⁾。なお、発達した格子乱流場にパッシブスカラを供給するために、図1(b)に示すように乱流格子位置 ($x/M=0$) から60 mm下流 ($x/M=3$) の装置中心軸上にノズルの先端を設置した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。このとき、ノズル出口直後の位置ではパッシブスカラの濃度変動とその周囲の温度成層流中の温度変動とはまったく相関をもたない。上下層流の平均流速をいずれの場合も

$\bar{U}=0.125$ m/s の等流速とし、このときの断面平均流速 U_{ave} と格子間隔 M に基づく格子レイノルズ数 $Re_M(=U_{ave}M/\nu)$ は 2500 であった。また、 $x/M=14$ の装置中心軸上 ($y/M=0$) における Brunt-Väisälä 周波数 $N[=\sqrt{g(\partial\bar{T}/\partial y)}]$ はそれぞれ 0, 0.50, 1.67 rad/s であり、フルード数 $Fr(=U_{ave}/NM)$ はそれぞれ ∞ , 12.5, 3.74 であった。測定区間 ($10 \leq x/M \leq 18$) において断面方向に一樣な速度分布を得るために、パッシブスカラの供給速度を周囲流の 1.12 倍 (管内断面平均速度: 0.14 m/s) とした⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。また、パッシブスカラを含む流体のノズル出口での温度を上層流と下層流の平均温度 $[(\bar{T}_1 + \bar{T}_2)/2]$ とした。なお、パッシブスカラを供給した場合としない場合の平均速度、温度およびそれらの変動値の分布から、測定区間においてパッシブスカラを含む流体が速度場および温度場に及ぼす影響が無視できることを確認している。

瞬間速度、パッシブスカラの瞬間濃度、アクティブスカラの瞬間温度をそれぞれ偏光法に基づく二成分流速測定用レーザドップラー流速計 (DANTEC 55 X modular system)、レーザ蛍光法、定電流型抵抗線温度計 (DANTEC 55 M system) を用いて同時測定した⁽¹⁾⁽²⁾。レーザ蛍光法⁽¹⁾⁽²⁾⁽¹¹⁾ を用いてブルームの濃度測定を行うために、上下層流中には蛍光物質であるウラニンをあらかじめ均一に混入した。これらの測定法による速度、濃度、温度の空間分解能はそれぞれの最

小スケールと同程度であり、測定誤差は rms 値に対してすべて 1% 以下であった⁽²⁾。測定座標系を、ブルーム中心軸上で乱流生成格子の位置を原点として、主流方向に x 、鉛直下方向に y 、スパン方向に z とし [図 1(b)], 測定を主流方向位置 x/M が 10, 12, 14, 16, 18 の位置で鉛直方向に $0 \leq y \leq 1.2$ の範囲でそれぞれ行った。出力信号のサンプリングを 4000 Hz で 60 s 行い、その信号をワークステーション (SUN SPARC station) を用いて統計的に処理した。

4. 結果および考察

4.1 ブルーム形成の確認 浮力が働かない中立成層の場合について測定したブルームの時間平均濃度 $\bar{C}$ の鉛直 (半径) 方向分布を図 2 に示す。ここで、平均濃度はブルームの初期濃度 C_0 で、鉛直 (半径) 方向距離 y は格子間隔 M でそれぞれ無次元化されている。

Fig. 2 Vertical profiles of mean concentrations in a plume in neutrally-stratified conditions:
▲, $x/M=10$; △, $x/M=12$; ●, $x/M=14$;
○, $x/M=16$; ■, $x/M=18$

Fig. 3 Streamwise distribution of the reciprocal of the mean concentration on the plume axis

Fig. 4 Streamwise distribution of the squared values of the half-width of the mean concentration profile

Fig. 5 Vertical profiles of the normalized mean concentration. Symbols as in Fig. 2. The solid line shows the Gaussian curve

図2より、 x/M が増加するに従ってブルームの最大濃度が減少し、鉛直方向の分布の広がりが大きくなることがわかる。すなわち、流れの下流域に行くに従ってブルームが鉛直(半径)方向に拡散していることがわかる。

ブルームの最大濃度 C_{max} の逆数を x/M に対してプロットしたものを図3に、ブルームの半値幅 l_c の二乗を x/M に対してプロットしたものを図4にそれぞれ示す。 C_{max} の逆数と半値幅 l_c の二乗は主流方向に直線的に増加する⁽⁹⁾ことがわかる。ブルームの時間平均濃度を C_{max} で、鉛直(半径)方向距離をブルームの半値幅 l_c で無次元化しプロットした結果を図5に示す。図5より、主流方向位置が異なる五つの断面で実測したブルームの平均濃度は無次元化することによって1本のライン上にのり、その分布は図5中に実線で示したガウス関数分布にほぼ一致することがわかる。これらの結果から、測定範囲内ではノズルからの放出の影響を受けない理想的な円形ブルームが形成され、流れ方向に自己相似性を保ちながらブルームが拡散していることが確認できる。なお、図を省略するが、速度変動強度および平均流速の分布からも、パッシブスカラ放出用のノズルによって発生する乱れが小さく、ノズルの影響のない等方性に近い格子乱流場が形成されていることが確認された。

4・2 乱流フラックスに及ぼす浮力効果 中立成層、弱い安定温度成層および強い安定温度成層を形成する場合に対して $x/M=14$ の断面で測定したブルームの平均濃度 $\bar{C}$ の鉛直(y)方向分布を図6に示す。ここで、平均濃度はブルームのノズル出口初期濃度 C_0 で、鉛直方向距離 y は格子間隔 M でそれぞれ無次

Fig. 6 Vertical profiles of the mean concentration at $x/M=14$: $\circ$, in a neutrally-stratified flow; $\bullet$, in a weakly stratified flow; $\bullet$, in a strongly stratified flow

Fig. 7 Vertical profiles of the normalized vertical mass fluxes at $x/M=14$. Symbols as in Fig. 6

Fig. 8 Vertical profiles of the mean temperature at $x/M=14$: $\triangle$, in a weakly stratified flow; $\blacktriangle$, in a strongly stratified flow. The solid lines show the best-fit error function curves

元化されている。図6より、中立成層と弱い安定温度成層を形成する場合の平均濃度分布はほぼ等しいことがわかる。これに対して、強い安定温度成層を形成する場合には最大濃度が高くなり、鉛直方向の分布の広がりも小さくなる。この結果は、安定成層を形成する場合には鉛直方向のブルーム幅が減少するという Britter らの実験結果⁽⁸⁾と定性的に一致する。すなわち、強い安定温度成層を形成する場合には、浮力によってブルームの鉛直方向の拡散が抑えられることがわかる。

乱流物質フラックス $\overline{vc}$ の鉛直方向分布を図7に示す。ここで、乱流物質フラックスは断面平均流速 U_{ave} とブルームの初期濃度 C_0 で無次元化されている。いずれの場合も、乱流物質フラックスは鉛直方向の濃度こう配が零となるブルーム中心軸上 ($y/M=0$) で零となり、最も大きな濃度こう配が形成される $y/M=0.3$ 付近で最大値を示す。また、強い安定温度成層を形成する場合の乱流物質フラックスは、成層を形成しない場合に比べて小さい値となることがわかる。

弱い安定温度成層および強い安定温度成層を形成する場合について $x/M=14$ の断面で測定した平均温度 $\overline{T}$ の鉛直方向分布を図8に示す。ここで、時間平均温度は上層流と下層流の初期温度差 $\Delta\overline{T} = \overline{T}_1 - \overline{T}_2$ を用いて無次元化されている。いずれの場合も、無次元化した平均温度は混合界面の中心位置である $y/M=0$ の位置で0.5となり、 y/M が増加するに従い減少する。また、いずれの場合も、平均温度の分布形状は図8中に実線で示したガウスの誤差関数分布とよく一致する⁽¹²⁾。しかし、強い安定温度成層を形成する場合の平均温度は、弱い安定温度成層を形成する場合よりも

y/M の増加に従い急激に減少する。すなわち、強い安定温度成層を形成する場合には、浮力によって熱の鉛直方向への拡散が抑えられていることがわかる。

乱流熱フラックス $\overline{v\theta}$ の鉛直方向分布を図9に示す。ここで、乱流熱フラックスは断面平均流速 U_{ave} と上下層流の初期温度差 $\Delta\overline{T}$ で無次元化されている。弱い安定温度成層を形成する場合には、最も大きな温度こう配が形成される $y/M=0$ の位置で乱流熱フラッ

Fig. 10 Vertical profiles of the eddy diffusivities for passive mass and active heat at $x/M=14$:

- , K_s in a neutrally-stratified flow;
- ◐, K_s in a weakly stratified flow;
- ◑, K_H in a weakly stratified flow;
- , K_s in a strongly stratified flow;
- ▲, K_H in a strongly stratified flow

Fig. 9 Vertical profiles of the normalized vertical heat fluxes at $x/M=14$. Symbols as in Fig. 8

Fig. 11 Eddy diffusivities for passive mass and active heat as a function of reciprocal of the Froude number. Symbols as in Fig. 10

クスは最大値を示し、 y/M の増加に従い単調に減少する。これに対して、強い安定温度成層を形成する場合には、乱流熱フラックスは弱い安定成層を形成する場合よりもかなり小さくなる。特に、大きな温度こう配が存在し浮力が強く作用するブルームの中心付近で熱フラックスは大きく減少し、 $y/M=0$ の位置では零となる。このことから、強い安定温度成層を形成する場合には、浮力によって熱の鉛直方向への拡散が著しく抑えられていることがわかる。

4.3 パッシブスカラとアクティブスカラの乱流拡散係数 $x/M=14$ の位置で実測したパッシブスカラとアクティブスカラの時間平均濃度、温度および乱流フラックスから式(1)、(2)により評価したパッシブスカラ(物質)とアクティブスカラ(熱)の乱流拡散係数 K_s, K_H の鉛直方向分布を図10に示す。ここで、それぞれの乱流拡散係数は断面平均流速 U_{ave} と格子間隔 M を用いて無次元化されている。なお、十分な精度を得るため比較的大きな濃度および温度こう配が存在する $y/M \leq 0.5$ の範囲で乱流拡散係数の評価を行った。図10より、弱い安定温度成層乱流場においてもパッシブスカラである物質とアクティブスカラである熱の乱流拡散係数の間には10%程度の差が生じ、熱の乱流拡散係数のほうが小さくなることがわかる。この違いは強い安定温度成層を形成する場合にはさらに顕著になり、 K_H は K_s の50%以下にまで減少する。このアクティブスカラとパッシブスカラの乱流拡散係数の違いに及ぼす安定成層の効果は、図11に示すように乱流拡散係数をフルード数 $Fr (= U_{ave}/NM)$ の逆数に対してプロットすればより明確になる。図11の横軸はフルード数の逆数なので、値が大きくなるほど成層が強くなることを示す。図11より、成層が強くなるに従ってパッシブスカラとアクティブスカラの乱流拡散係数の差が大きくなることがわかる。すなわち、安定温度成層乱流場ではアクティブスカラである物質の乱流拡散はアクティブスカラである熱の乱流拡散に比べて浮力の影響を受けにくくなり、物質と熱の乱流拡散係数には大きな違いが生じる。このことは、 $\overline{vc}$ 、 $\overline{v\theta}$ の輸送方程式

$$\begin{aligned} \frac{D(\overline{vc})}{Dt} &= -\overline{v^2} \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} \underbrace{-\beta g c \overline{\theta}}_{\text{buoyancy}} - (D+\nu) \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_k} \\ &+ \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{c}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_k v c} + \delta_{2k} \frac{\overline{p c}}{\rho} \right] \dots\dots\dots (3) \\ \frac{D(\overline{v\theta})}{Dt} &= -\overline{v^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \underbrace{-\beta g \overline{\theta^2}}_{\text{buoyancy}} - (\alpha+\nu) \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} \end{aligned}$$

$$+ \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{v_k v \theta} + \delta_{2k} \frac{\overline{p \theta}}{\rho} \right] \dots\dots\dots (4)$$

において、温度成層乱流中にパッシブスカラをブルーム状に供給する場合のように初期に温度変動と濃度変動の相関がまったくない場合には、 $\overline{vc}$ の輸送方程式中の浮力項 $\beta g c \overline{\theta}$ が $\overline{v\theta}$ の輸送方程式中の浮力項 $\beta g \overline{\theta^2}$ よりも小さくなることから理解できる。反対に、相関係数が1.0となる温度変動と濃度変動をもつ初期条件下で温度成層乱流場に物質を拡散させる場合には、 $\overline{vc}$ の浮力項 $\beta g c \overline{\theta}$ が $\overline{v\theta}$ の浮力項 $\beta g \overline{\theta^2}$ に近い値をもつため、浮力による拡散の差はほとんど現れないことになる⁽¹⁾⁽²⁾。なお、本研究で扱ったブルームの場合でも十分下流では温度変動と濃度変動の相関が大きくなるので、それにつれてパッシブスカラとアクティブスカラの拡散の差が小さくなることも式(3)、(4)から予想される。

以上の結果は、大気境界層流中での煙突などからの排ガスの拡散予測の場合のように温度成層流中を拡散するパッシブスカラの濃度を数値計算で予測する際に、従来のようにパッシブスカラである物質の乱流拡散係数としてアクティブスカラである熱の乱流拡散係数と同じ値をそのまま用いて計算を行えば、特に拡散初期の濃度予測において重大な誤差が生じることを示している。

5. 結 言

安定温度成層を形成する格子乱流場でパッシブな物質がブルーム状に乱流拡散する場合に対して瞬間速度、瞬間濃度、瞬間温度の同時測定を行い、パッシブスカラ(物質)とアクティブスカラ(熱)の乱流拡散係数を評価した。その結果、パッシブスカラの乱流拡散係数とアクティブスカラの乱流拡散係数は従来から仮定されてきたように同じ値ではなく、大きく異なる値をもつことが明らかになった。この結果は、乱流モデルを用いた数値計算で温度成層流中にブルームなどの状態で放出されたパッシブスカラの拡散予測を行う際に、従来のようにパッシブスカラの乱流拡散係数としてアクティブスカラである熱の乱流拡散係数をそのまま用いて計算を行えばフラックスの予測に対して重大な誤差が生じることを指摘することができた。

本実験を行うにあたり九州大学大学院生 堀部裕樹氏、岩辺崇広氏の多大なる協力を得た。記して謝意を表する。

本研究は、文部省科学研究費(課題番号 09750230 および 09450079)の援助を受けて行われた。

文 献

- (1) 長田孝二・小森悟, 強い安定成層乱流場における熱と物質の乱流拡散機構, 機論, **61**-586, B (1995), 2197-2205.
- (2) Komori, S. and Nagata, K., Effects of Molecular Diffusivities on Counter-Gradient Scalar and Momentum Transfer in Strongly Stable Stratification, *J. Fluid Mech.*, **324** (1996), 205-237.
- (3) Pearson, H. J., Puttock, J. S. and Hunt, J. C. R., A statistical Model of Fluid-Element Motions and Vertical Diffusion in a Homogeneous Stratified Turbulent Flow, *J. Fluid Mech.*, **129** (1983), 219-249.
- (4) Hunt, J. C. R., Diffusion in the Stably Stratified Atmospheric Boundary Layer, *J. Climate Appl. Met.*, **24** (1985), 1187-1195.
- (5) Kaltenbach, H. -J., Gerz, T. and Schumann, U., Large Eddy Simulation of Homogeneous Turbulence and Diffusion in Stably Stratified Shear Flow, *J. Fluid Mech.*, **280** (1994), 1-40.
- (6) Freeman, B. E., Tensor Diffusivity of a Trace Constituent in a Stratified Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, **34** (1977), 124-136.
- (7) Yamada, T. and Mellor, G., A Simulation of the Wangara Atmospheric Boundary Layer Data, *J. Atmos. Sci.*, **32** (1975), 2309-2329.
- (8) Britter, R. E., Hunt, J. C. R., Marsh, G. L. and Snyder, W. H., The Effects of Stable Stratification on Turbulent Diffusion and the Decay of Grid Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **127** (1983), 27-44.
- (9) Nakamura, I., Sakai, Y. and Miyata, M., Diffusion of Matter by a Non-Buoyant Plume in Grid-Generated Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **178** (1987), 379-403.
- (10) Gad-el-Hak, M. and Morton, J. B., Experiments on the Diffusion of Smoke in Isotropic Turbulent Flow, *AIAA J.*, **17**-6 (1979), 558-562.
- (11) Komori, S., Nagata, K., Kanzaki, T. and Murakami, Y., Measurements of Mass Flux in a Turbulent Liquid Flow with a Chemical Reaction, *AIChE J.*, **39**-10 (1993), 1611-1620.
- (12) Jayesh, Yoon, K. and Warhaft, Z., Turbulent Mixing and Transport in a Thermally Stratified Interfacial Layer in Decaying grid Turbulence, *Phys. Fluids, A*, **3**-5 (1991), 1143-1155.